УДК 537.86:621.372.413

Ю. В. Рассохина, В. Г. Крыжановский

АНАЛИЗ ПЕРИОДИЧЕСКИХ СТРУКТУР НА БАЗЕ П- И Н-ОБРАЗНЫХ ЩЕЛЕВЫХ РЕЗОНАТОРОВ В ЗАЗЕМЛЯЮЩЕМ СЛОЕ ПОЛОСКОВОЙ ЛИНИИ ПЕРЕДАЧИ

Донецкий национальный университет МОН Украины
24, ул. Университетская, Донецк, 83001, Украина
E-mail: radio@dongu.donetsk.ua

Методом поперечного резонанса рассчитаны спектр резонансных частот и характеристики рассеяния П- и Н-образных щелевых резонаторов в заземляющем слое микрополосковой линии передачи. Показано, что П- и Н-образные щелевые резонаторы формируют характеристику рассеяния основной волны микрополосковой линии в виде двух полос заграждения. Ил. 7. Библиогр.: 6 назв.

Ключевые слова: микрополосковая линия передачи, щелевой резонатор, метод поперечного резонанса, матрица рассеяния, периодическая структура.

Одним из видов трехслойных планарных структур, которые активно исследуются в последнее десятилетие, являются периодические структуры на щелевых резонаторах различной формы в металлизированном слое микрополосковой линии передачи (МПЛ) [1]. Простейшим вариантом элементарной ячейки такой периодической структуры является полуволновая щель прямоугольной формы в заземляющем слое МПЛ [2]. Для уменьшения площади, занимаемой щелевым резонатором, используются и более сложные его формы, такие как емкостные нагрузки и изгибы щели [3]. Идея использования метода поперечного резонанса для анализа неоднородности в виде щелевой структуры сложной формы описана в работе [4], в которой поле на неоднородности в виде скачка ширины щели записывается через собственные волны волновода сложной формы поперечного сечения. При этом краевая задача на собственные волны волновода с прямоугольными координатными границами решается классическим проекционным методом.

В методе поперечного резонанса элементы матрицы рассеяния на неоднородности рассчитываются из решения краевых задач для виртуального резонатора, который включает в себя эту неоднородность [5, 2], с электрическими или магнитными стенками по продольной оси. Для симметричной неоднородности, например, Н-образного щелевого резонатора в заземляющем слое МПЛ на рис. 1, а, достаточно решить две краевые задачи для полоскового резонатора с неоднородностью [4]: задачу с условиями электрических (*e.w.*) и магнитных (*m.w.*) стенок в плоскости симметрии $z = 0$ и на границе $z = L$, как показано на рис. 1, б. Тогда элементы матрицы рассеяния основной волны МПЛ на симметричной относительно плоскости $z = 0$ неоднородности

$$\mathbf{S} = \begin{bmatrix} S_{11} & S_{12} \\ S_{21} & S_{22} \end{bmatrix}, \qquad (1)$$

где $S_{11} = S_{22}$, $S_{12} = S_{21}$, получаются из решений двух, «электрической» и «магнитной», краевых задач относительно длин резонатора (l_1 и l_2) по формулам:

$$S_{11} = (\Gamma_2 - \Gamma_1)/2, \quad S_{12} = (\Gamma_1 + \Gamma_2)/2. \qquad (2)$$

Здесь $\Gamma_{1(2)} = \exp(2j\beta_{m,z} l_{1(2)})$; $\beta_{m,z}$ – постоянная распространения основной волны МПЛ по продольной оси z. Режим полного отражения обеспечивается при условии $\Gamma_2 = e^{j\pi}\Gamma_1$.

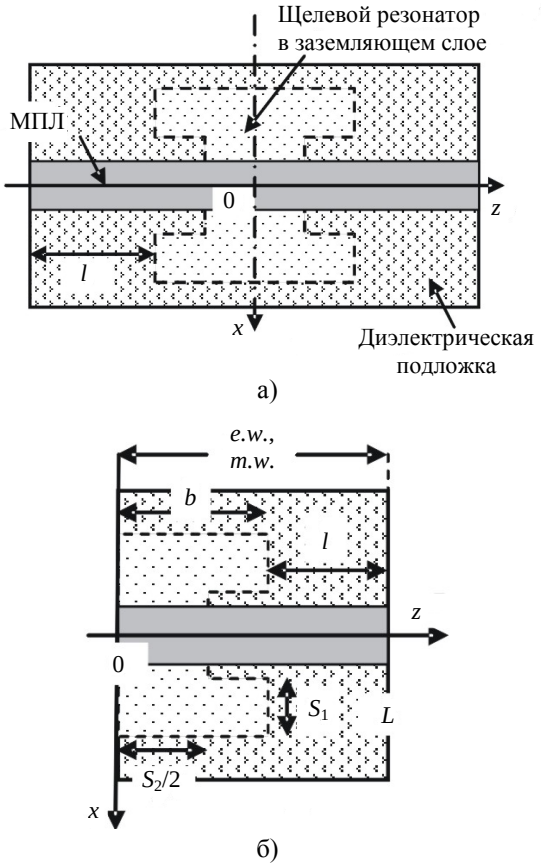
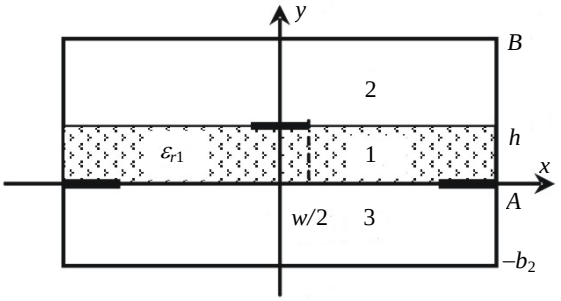


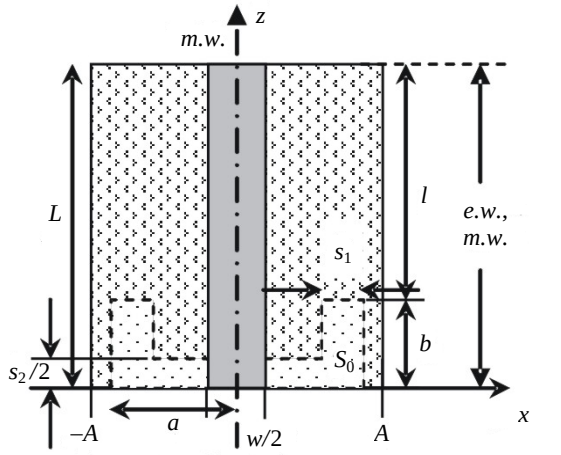
Рис. 1. Н-образный щелевой резонатор в заземляющем слое МПЛ (а); топология области для решения «электрической» и «магнитной» краевой задачи (б)

 © ІРЕ НАН України, 2010

1. Н-образный щелевой резонатор в заземляющем слое МПЛ. Рассматривается трехслойная экранированная структура (рис. 2) – полосковый резонатор с Н-образным щелевым резонатором в заземляющем слое. Первый слой – диэлектрическая подложка толщиной h и относительной диэлектрической проницаемостью ε_{r1}, второй и третий слои – с воздушным заполнением. Краевая задача для резонатора решается методом частичных областей с разбиением исходной области на 3 частичные. Рассмотрим решение «электрической» краевой задачи с условиями *e.w.* в плоскостях $z=0$, $z=L$ (рис. 2).



а)



б)

Рис. 2. Поперечное сечение плоскостью $z=0$ полоскового резонатора с неоднородностью с разбиением области на 3 частичные (а); топология Н-образного щелевого резонатора (половина сечения) в заземляющем слое МПЛ с условиями для «электрической» и «магнитной» краевых задач (б)

Решается уравнение Гельмгольца для электрического e и магнитного h векторных потенциалов в каждой из трех частичных областей резонатора $\left(0, A_{h(e)y}, 0\right)$

$$\Delta A_{h(e)y,i} + k_0^2 \varepsilon_{ri} A_{h(e)y,i} = 0,$$

где $k_0 = \omega/c$ – волновое число; ε_{ri} – относительная диэлектрическая проницаемость i-го слоя. В силу симметрии структуры решение краевой задачи ищем для четверти поперечного сечения области резонатора. Для «электрической» краевой задачи разложения электрического и магнитного векторных потенциалов в ряды Фурье имеют вид

$$\begin{aligned} A_{ey,i} &= \sum_{m=1}\sum_{n=1} P_{mn} \cos k_{xm} x \sin k_{zn} z F_{ei,mn}(y), \\ A_{hy,i} &= \sum_{m=1}\sum_{n=0} P_{mn} \sin k_{xm} x \cos k_{zn} z F_{hi,mn}(y), \end{aligned} \quad (3)$$

где

$P_{mn} = \sqrt{2/A}\sqrt{(2-\delta_{n0})/L}\,\chi_{mn}^{-1}$; $\chi_{mn}^2 = k_{xm}^2 + k_{zn}^2$; $k_{xm} = \pi(2m-1)/2A$; $k_{zn} = \pi n/L$; $i = 1\ldots3$ – номер частичной области. Функции $F_{ei,mn}(y), F_{hi,mn}(y)$ имеют вид ($l = m, n$)

$$F_{e1,l}(y) = \left[\begin{array}{l} R_{e11l}\dfrac{\sin k_{y1l}(y-y_0)}{\cos k_{y1l} y_0} + \\ + R_{e12l}\dfrac{\cos k_{y1l}(y-y_0)}{\sin k_{y1l} y_0} \end{array}\right]\frac{1}{k_{y1l}}, \quad y_0 = h/2,$$

$$F_{e2,l}(y) = R_{e2l}\frac{\cos k_{y2l}(B-y)}{\sin k_{y2l} b_1}\frac{1}{k_{y2l}},$$

$$F_{e3,l}(y) = R_{e3l}\frac{\cos k_{y2l}(b_2+y)}{\sin k_{y2l} b_2}\frac{1}{k_{y2l}},$$

$$F_{h1,l}(y) = R_{h11l}\frac{\cos k_{y1l}(y-y_0)}{\cos k_{y1l} y_0} + R_{h12l}\frac{\sin k_{y1l}(y-y_0)}{\sin k_{y1l} y_0},$$

$$F_{h2,l}(y) = R_{h2l}\frac{\sin k_{y2l}(B-y)}{\sin k_{y2l} b_1},$$

$$F_{h3,l}(y) = R_{h3l}\frac{\sin k_{y2l}(b_2+y)}{\sin k_{y2l} b_2},$$

где $k_{yi,mn}^2 = k_0^2 \varepsilon_{ri} - k_{xm}^2 - k_{zn}^2$; $R_{e11(2),mn}$, $R_{e2(3),mn}$, $R_{h11(2)mn}$, $R_{h2(3)mn}$ – неизвестные коэффициенты разложения в рядах Фурье.

Поле на Н-образной щели записывается через разложения в ряды по собственным функциям $T_{h(e)y,k}$ нечетных H- и E-волн Н-волновода (соответствующих нечетным волнам П-волновода):

$$\begin{aligned} \vec{E}_{0t} &= \sum_{k=1} V_{hk}\left(\nabla_t T_{hy,k} \times \vec{e}_y\right) + \sum_{k=1} V_{ek} \nabla_t T_{ey,k}, \\ \vec{H}_{0t} &= \sum_{k} I_{hk} \nabla_t T_{hy,k} - \sum_{k} I_{ek}\left(\nabla_t T_{ey,k} \times \vec{e}_y\right), \end{aligned} \quad (4)$$

где $V_{h(e)k}$ – неизвестные коэффициенты разложения. Токи на полоске записываются в виде разложения в ряды по полиномам Чебышева с неизвестными коэффициентами c_k, d_k с условием

магнитной стенки в плоскости симметрии $x=0$ (симметрия основной волны МПЛ):

$$J_z(x)=\left(1-(2x/w)^2\right)^{-1/2}\sum_{k=0}c_kT_{2k}(2x/w)=$$
$$=\sum_{k=0}c_k\varphi_k(2x/w),$$
$$J_x(x)=\sqrt{1-(2x/w)^2}\sum_{k=0}d_kU_{2k+1}(2x/w)=$$
$$=\sum_{k=0}d_k\psi_k(2x/w), \qquad (5)$$

а их фурье-компоненты рассчитываются по формулам:

$$J_{zn}=\sqrt{\frac{2}{A}}\int_0^{w/2}J_z(x)\cos(k_{xn}x)dx=\sum_{k=0}c_k\alpha_{nk}^m,$$
$$\alpha_{nk}^m=(-1)^k\sqrt{\frac{2}{A}}\frac{w}{2}\frac{\pi}{2}J_{2k}\left(k_{xn}\frac{w}{2}\right),$$
$$J_{xn}=\sqrt{\frac{2}{A}}\int_0^{w/2}J_x(x)\sin(k_{xn}x)dx=\sum_{k=0}d_k\beta_{nk}^m,$$
$$\beta_{nk}^m=(-1)^k\sqrt{\frac{2}{A}}\frac{2k+2}{k_{xn}}\frac{\pi}{2}J_{2k+2}\left(k_{xn}\frac{w}{2}\right).$$

Для «магнитной» краевой задачи на собственные волны резонатора (*m.w.* в плоскостях $z=0$ и $z=L$) разложение поля в частичных областях 1-3 имеет вид

$$A_{ey,i}=\sum_{m=1}\sum_{n=0}P_{mn}\cos k_{xm}x\cos k_{zn}zF_{ei,mn}(y),$$
$$A_{hy,i}=\sum_{m=1}\sum_{n=1}P_{mn}\sin k_{xm}x\sin k_{zn}zF_{hi,mn}(y). \qquad (6)$$

При этом поле на Н-образной щели записывается через собственные функции четных *H*- и *E*-волн Н-волновода (высшие типы волн).

Сшивая поля на границах частичных областей $y=0$ и $y=h$ и применяя к уравнениям процедуру Галеркина, получим однородную систему линейных алгебраических уравнений (СЛАУ) с неизвестным параметром (продольным размером резонатора $L=l+b$ либо его собственной частотой $k_0=\omega/c$). Приравнивая определитель СЛАУ к нулю, получаем характеристическое уравнение для определения этого параметра.

Решение обеих краевых задач в некотором диапазоне частот k_0 используется затем для расчета матрицы рассеяния (1) основной волны МПЛ на Н-образном щелевом резонаторе в ее заземляющем слое по формулам (2).

2. П-образный щелевой резонатор в заземляющем слое МПЛ. Топология полоскового резонатора с П-образным щелевым резонатором в заземляющем слое показана на рис. 3. Исходная область резонатора, как и ранее (см. рис. 2, а), разбивается по вертикальной оси на 3 частичные подобласти. Первый слой – диэлектрическая подложка толщиной h и относительной диэлектрической проницаемостью ε_{r1}, второй и третий слои резонатора – области с воздушным заполнением. В полосковом резонаторе с несимметричной неоднородностью в его заземляющем слое также могут существовать два типа стоячих волн, а значит необходимо решать две краевые задачи для «электрического» и «магнитного» полоскового резонатора.

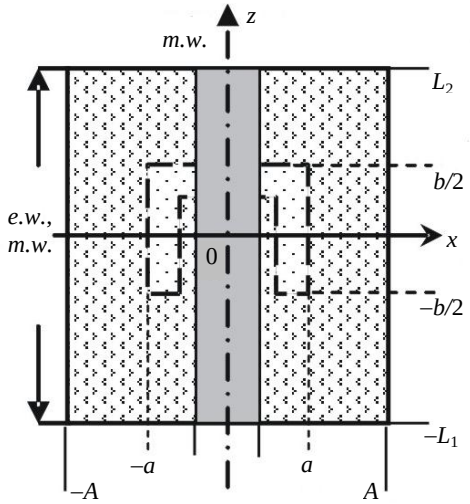


Рис. 3. Полосковый резонатор с П-образным щелевым резонатором в заземляющем слое, расположенным вдоль полоскового проводника (трехслойная структура)

Решение уравнения Гельмгольца для «электрической» краевой задачи с условиями (*e.w.*) в плоскостях $z=-L_1$, $z=L_2$ (рис. 3) в выбранной системе координат имеет вид

$$A_{ey,i}=\sum_{m=1}\sum_{n=1}\varphi_{mn}(x,z)F_{ei,mn}(y),$$
$$A_{hy,i}=\sum_{m=1}\sum_{n=0}\psi_{mn}(x,z)F_{hi,mn}(y). \qquad (7)$$

Здесь функции в рядах Фурье записываются как

$$\varphi_{mn}(x,z)=P_{mn}\cos k_{xm}x\sin k_{zn}(z+L_1);$$
$$\psi_{mn}(x,z)=P_{mn}\sin k_{xm}x\cos k_{zn}(z+L_1),$$

где $k_{xm}=\pi(2m-1)/2A$; $k_{zn}=\pi n/L$; нормирующий множитель $P_{mn}=\sqrt{2/A}\sqrt{(2-\delta_{n0})/L}\,\chi_{mn}^{-1}$; $\chi_{mn}^2=k_{xm}^2+k_{zn}^2$. Функции $F_{e(h)i,mn}(y)$ имеют тот же вид, что и в разделе 1. Токи на полоске раскладываются в ряды по полиномам Чебышева 1-го и 2-го рода по формулам (5) и в выбранной системе координат для стоячей волны полоскового резонатора с индексом q имеют вид

$$\vec{J}=\sqrt{\frac{2}{L}}\left(J_x(x)\sin k_{zq}(z+L_1),\,J_z(x)\cos k_{zq}(z+L_1)\right).$$

Поле на П-образной щели в плоскости $y=0$ записывается в терминах собственных функций волноводных H- и E-волн (4), где $T_{e(h)y,k}$ – собственные функции нечетных волн П-волновода. Из условия непрерывности касательных составляющих полей на границе $y=h$ с учетом (5) получаются первые два уравнения системы:

$$\sum_{m=1}\alpha_{mk}^{m}\frac{1}{\chi_{mq}}\begin{bmatrix}k_{xm}\left(R_{h11mq}+R_{h12mq}\right)+\\+\dfrac{1}{jk_0\varepsilon_{r1}}k_{zq}\left(R_{e11mq}-R_{e12mq}\right)\end{bmatrix}=0, \quad (8)$$

$$\sum_{m=1}\beta_{mk}^{m}\frac{1}{\chi_{mq}}\begin{bmatrix}k_{zq}\left(R_{h11mq}+R_{h12mq}\right)-\\-\dfrac{1}{jk_0\varepsilon_{r1}}k_{xm}\left[R_{e11mq}-R_{e12mq}\right]\end{bmatrix}=0, \quad (9)$$

а также два уравнения связи для коэффициентов разложения:

$$F_{e11,mn}R_{e11mn}+F_{e12,mn}R_{e12mn}=\\=\frac{1}{\chi_{mn}}\delta_{qn}\left(k_{zn}J_{zm}-k_{xm}J_{xm}\right); \quad (10)$$

$$F_{h11,mn}R_{h11mn}+F_{h12,mn}R_{h12mn}=\\=\frac{jk_0}{\chi_{mn}}\delta_{qn}\left(k_{xm}J_{zm}+k_{zn}J_{xm}\right). \quad (11)$$

Здесь

$$F_{e11l}=\frac{\operatorname{tg}k_{y1l}y_0}{k_{y1l}}-\frac{1}{\varepsilon_{r1}}\frac{\operatorname{ctg}k_{y2l}b_1}{k_{y2l}};$$

$$F_{e12l}=\frac{\operatorname{ctg}k_{y1l}y_0}{k_{y1l}}+\frac{1}{\varepsilon_{r1}}\frac{\operatorname{ctg}k_{y2l}b_1}{k_{y2l}};$$

$$F_{h11l}=-k_{y1l}\operatorname{tg}k_{y1l}y_0+k_{y2l}\operatorname{ctg}k_{y2l}b_1;$$

$$F_{h12l}=k_{y1l}\operatorname{ctg}k_{y1l}y_0+k_{y2l}\operatorname{ctg}k_{y2l}b_1.$$

Условие непрерывности касательных компонент электрического поля в плоскости щели $y=0$ дает:

$$R_{h11mn}-R_{h12mn}=\int_{S_0}\left[\nabla\psi_{mn}(x,z)\times\vec{e}_y\right]\vec{E}_{0t}dS=\\=\sum_l\alpha_{hh,mn,l}V_{hl}+\sum_l\alpha_{he,mn,l}V_{el}=E_{0h,mn}, \quad (12)$$

$$\frac{1}{\mathrm{j}k_0\varepsilon_r}\left(R_{e11mn}+R_{e12mn}\right)=\int_{S_0}\nabla_t\varphi_{mn}(x,z)\vec{E}_{0t}dS=\\=\sum_l\alpha_{eh,mn,l}V_{hl}+\sum_l\alpha_{ee,mn,l}V_{el}=E_{0e,mn}, \quad (13)$$

где коэффициенты в рядах (интегралы связи) рассчитываются по формулам:

$$\alpha_{hh,mn,k}=\int_{S_0}\left[\nabla\psi_{mn}(x,z)\times\vec{e}_y\right]\left(\nabla_tT_{hy,k}\times\vec{e}_y\right)dS=\\=k_{hc,k}^2\int_{S_0}\psi_{mn}(x,z)T_{hy,k}(x,z)dS,$$

$$\alpha_{he,mn,k}=\int_{S_0}\left[\nabla\psi_{mn}(x,z)\times\vec{e}_y\right]\nabla_tT_{ey,k}dS=0,$$

$$\alpha_{eh,mn,k}=\int_{S_0}\nabla_t\varphi_{mn}(x,z)\left(\nabla_tT_{hy,k}\times\vec{e}_y\right)dS= \quad (14)$$

$$=\int_{S_0}\left[\frac{dT_{hy,k}}{dx}\frac{\varphi_{mn}}{dz}-\frac{dT_{hy,k}}{dz}\frac{\varphi_{mn}}{dx}\right]dS,$$

$$\alpha_{ee,mn,k}=\int_{S_0}\nabla_t\varphi_{mn}(x,z)\nabla_tT_{ey,k}dS=\\=\chi_{mn}^2\int_{S_0}\varphi_{mn}(x,z)T_{ey,k}dS.$$

Здесь S_0 – площадь поперечного сечения П-образной щели. Для решения краевой задачи на собственные H- и E-волны П-волновода использовался тригонометрический базис и проекционная методика «сшивания» полей на границах частичных областей $z=g,\ x=d$.

Из условий непрерывности касательных составляющих магнитного поля на границе $y=0$ получим последнюю пару уравнений:

$$\sum_{m=1}\sum_{n=1}\alpha_{eh,mn,k}\left[G_{e11,mn}R_{e11l}+G_{e12,mn}R_{e12l}\right]+\frac{1}{jk_0}\times\\\times\sum_{m=1}\sum_{n=0}\alpha_{hh,mn,k}\left[G_{h11,mn}R_{h11l}+G_{h12,mn}R_{h12l}\right]=0; \quad (15)$$

$$\sum_{m=1}\sum_{n=1}\alpha_{ee,mn,k}\left[G_{e11,mn}R_{e11l}+G_{e12,mn}R_{e12l}\right]=0; \quad (16)$$

где

$$G_{e11,mn}=-\frac{\operatorname{tg}k_{y1mn}y_0}{k_{y1l}}+\frac{1}{\varepsilon_{r1}}\frac{\operatorname{ctg}k_{y2l}b_2}{k_{y2l}};$$

$$G_{e12,mn}=\frac{\operatorname{ctg}k_{y1mn}y_0}{k_{y1mn}}+\frac{1}{\varepsilon_{r1}}\frac{\operatorname{ctg}k_{y2l}b_2}{k_{y2l}};$$

$$G_{h11,mn}=k_{y1mn}\operatorname{tg}k_{y1mn}y_0-k_{y2l}\operatorname{ctg}k_{y2l}b_2;$$

$$G_{h12,mn}=k_{y1mn}\operatorname{ctg}k_{y1mn}y_0+k_{y2l}\operatorname{ctg}k_{y2l}b_2.$$

Процедура вывода СЛАУ следующая. Из (10)–(13) выводятся соотношения между коэффициентами Фурье разложения поля в частичных областях и коэффициентами разложения тока на полоске и поля на щелевом резонаторе. После подстановки их в уравнения (8), (9) и (15), (16) окончательно получаются 4 матричных СЛАУ относительно неизвестных коэффициентов разложения $\left(\vec{c},\vec{d},\vec{V}_h,\vec{V}_e\right)$ в рядах (4) и (5). Вводя обозначения для матриц импедансов $\mathbf{Z},\mathbf{Y}$ и матриц про-

водимости $\mathbf{T}_{12}, \mathbf{T}_{21}$ окончательно получим четыре матричных уравнения:

$$j\left(\sum_{l=0} c_l \sum_{m=1} \alpha_{mk}^m Z_{zz,mq} \alpha_{ml}^m + \sum_{l=0} d_l \sum_{m=1} \alpha_{mk}^m Z_{zx,mq} \beta_{ml}^m\right) +$$
$$+ \sum_l V_{hl} \sum_{m=1} \alpha_{mk}^m \left(T_{12zh,mq} \alpha_{hh,mq,l} + T_{12ze,mq} \alpha_{eh,mn,l}\right) +$$
$$+ \sum_l V_{el} \sum_{m=1} \alpha_{mk}^m T_{12ze,mq} \alpha_{ee,mn,l} = 0,$$

$$j\begin{pmatrix} \sum_{l=0} c_l \sum_{m=1} \beta_{mk}^m Z_{xz,mq} \alpha_{ml}^m + \\ + \sum_{l=0} d_l \sum_{m=1} \beta_{mk}^m Z_{xx,mq} \beta_{ml}^m \end{pmatrix} +$$
$$+ \sum_l V_{hl} \sum_{m=1} \beta_{mk}^m \left(T_{12xh,mq} \alpha_{hh,mq,l} + T_{12xe,mq} \alpha_{eh,mn,l}\right) +$$
$$+ \sum_l V_{el} \sum_{m=1} \beta_{mk}^m T_{12xe,mq} \alpha_{ee,mn,l} = 0,$$

$$\sum_{l=0} c_l \sum_{m=0} \left[\alpha_{eh,mq,k} T_{21ehz,mq} + \alpha_{hh,mq,k} T_{21hhz,mq}\right] \alpha_{ml}^m +$$
$$+ \sum_{l=0} d_l \sum_{m=0} \left[\alpha_{eh,mq,k} T_{21ehx,mq} + \alpha_{hh,mq,k} T_{21hhx,mq}\right] \beta_{ml}^m +$$
$$+ j \sum_l V_{hl} \sum_{m,n=0} \begin{pmatrix} \alpha_{eh,mn,k} Y_{eh,e,mn} \alpha_{eh,mn,l} - \\ - \alpha_{hh,mn,k} Y_{hh,h,mn} \alpha_{hh,mn,l} \end{pmatrix} +$$
$$+ j \sum_l V_{el} \sum_{m,n=0} \alpha_{eh,mn,k} Y_{eh,e,mn} \alpha_{ee,mn,l} = 0,$$

$$\sum_{l=0} c_l \sum_{m=1} \alpha_{ee,mq,k} T_{21ehz,mq} \alpha_{ml}^m +$$
$$+ \sum_{l=0} d_l \sum_{m=1} \alpha_{ee,mq,k} T_{21ehx,mq} \beta_{ml}^m +$$
$$+ j \sum_l V_{hl} \sum_{m=1,n=1} \alpha_{ee,mn,k} Y_{eh,e,mn} \alpha_{eh,mn,l} +$$
$$+ j \sum_l V_{el} \sum_{m,n=1} \alpha_{ee,mn,k} Y_{eh,e,mn} \alpha_{ee,mn,l} = 0.$$

Приравнивая к нулю определитель СЛАУ для каждого заданного индекса стоячей волны q и размеров экрана A и L, получаем собственные частоты резонатора $k_{0,res} = \omega_{res}/c$. Либо, решая обратную задачу, на каждой фиксированной частоте получаем продольный размер резонатора $L = L_1 + L_2$. Размер A задается как параметр.

3. Результаты расчетов. Периодические структуры на П-образных щелевых резонаторах в заземляющем слое МПЛ были рассмотрены в работе [6], где для их анализа методом поперечного резонанса использовались три решения краевых задач для полоскового резонатора с неоднородностью. П-образный щелевой резонатор в металлизированном слое МПЛ – это несимметричная относительно плоскости $z = 0$ структура, однако ее можно симметризовать, если рассмотреть два связанных по длине плеча a П-образных щелевых резонатора, как показано на рис. 4. Поскольку степень боковой связи между щелевыми резонаторами достаточно быстро убывает с расстоянием между ними, то значение l_z должно составлять не более ширины щели s_2. При решении «электрической» и «магнитной» краевых задач размер L_2 фиксируется, и на каждой фиксированной частоте ищется размер L_1 (см. рис. 3). Затем из решения обеих задач по формулам (2) рассчитываются элементы матрицы рассеяния (1).

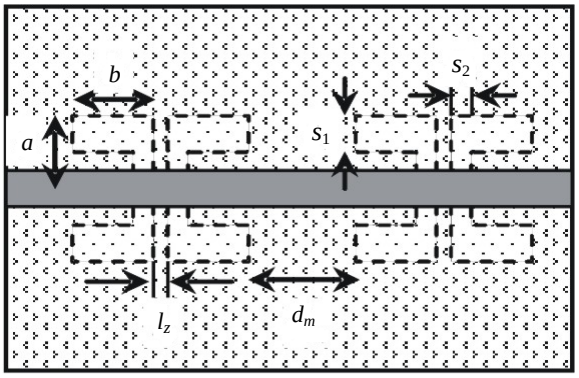
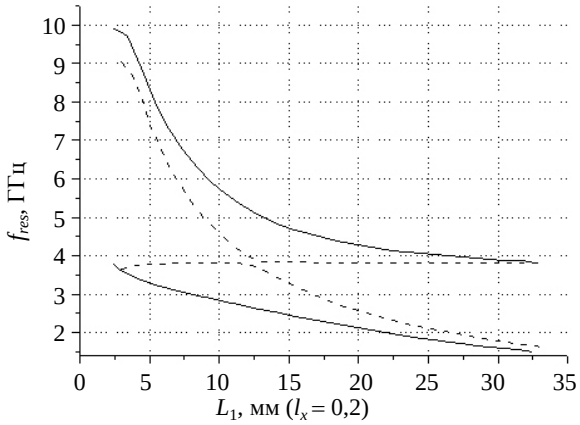


Рис. 4. Периодическая структура на связанных П-образных щелевых резонаторах в заземляющем слое МПЛ

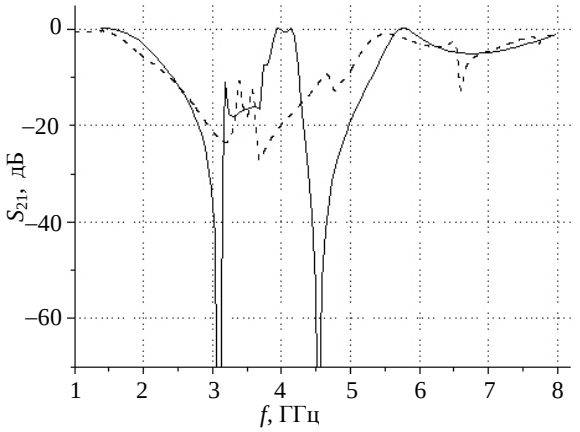
После исследования алгоритмов на сходимость в численных расчетах мы ограничили ряды по полиномам Чебышева до 4 членов ряда ($k = 0…3$), а двойные ряды Фурье – до 300 членов ряда. В рядах по собственным волнам П-волновода учли по одной волне *H*- и *E*-типа, поскольку рассчитывались только П-волноводы с узкими относительно размеров плеч щелями $s_{1(2)}$.

На рис. 5, а приведена зависимость собственных частот полуволнового ($q = 1$) полоскового резонатора с неоднородностью в его заземляющем слое в виде связанных П-образных щелевых резонаторов от его длины L_1, а на рис. 5, б – рассчитанная по этим данным характеристика коэффициента передачи 2-звенной ($n = 2$, см. рис. 4) периодической структуры на основе этой неоднородности. Параметры структуры (мм): подложка $h = 1{,}0$; $\varepsilon_r = 9{,}8$; ширина полосковой линии $w = 1{,}0$; размеры экрана $b_1 = b_2 = 15{,}0$; $A = 24{,}0$. П-образный щелевой резонатор: $a = 6{,}0$; $b = 5{,}0$; $s_1 = 1{,}0$; $s_2 = 0{,}5$. Видно, что спектр резонансных частот как «электрической», так и «магнитной» задачи – разрывный и имеет по две ветви в рассматриваемом диапазоне частот 2…10 ГГц. Это объясняется тем, что щелевой резонатор имеет конечные размеры, и во взаимодействии с основной волной МПЛ участвуют оба типа стоячих волн резонатора. Характеристика коэффициента передачи на П-образном щелевом резонаторе, рассчитанная по формуле (2), содержит два резонанса, и, следовательно, такая структура форми-

рует характеристику в виде фильтра, запирающего сигнал одновременно на двух частотах. Расстояние между ячейками $d_m = 7{,}2$ мм соответствует четверти длины волны полосковой линии на средней для двух резонансов частоте 4 ГГц. Из рис. 5, б видно, что данная структура может фильтровать, например, 2-ю и 3-ю гармоники частоты 1,55 ГГц. Измерения характеристик экспериментальных макетов выполнены с помощью анализатора *Agilent* N5230*A*.



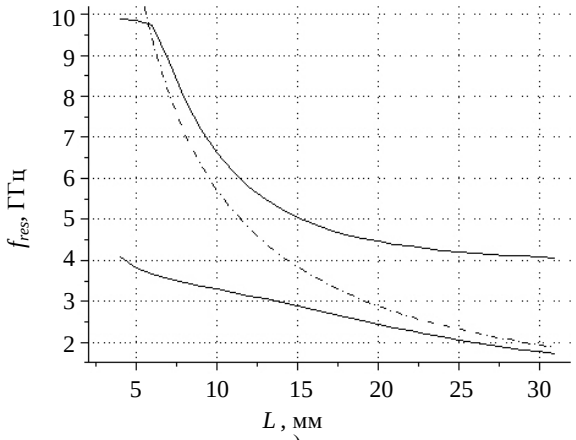
а)



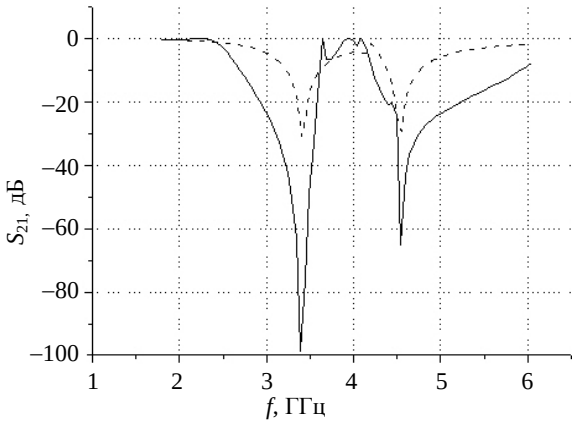
б)

Рис. 5. Собственные частоты полоскового резонатора с неоднородностью из двух связанных П-образных щелевых резонаторов в заземляющем слое в зависимости от его длины (а): сплошная линия – решение «электрической»; пунктирная – «магнитной» краевой задачи при $q = 1$. Характеристика коэффициента передачи периодической структуры с параметрами $n = 2$, $d_m = 7{,}2$ мм (б): сплошная линия – расчетные данные; пунктирная – результаты эксперимента

На рис. 6 показаны решения обеих краевых задач для собственных частот полоскового резонатора с Н-образным щелевым резонатором в заземляющем слое и полученные методом поперечного резонанса характеристики рассеяния на одной ($n = 1$) и на трех ячейках периодической структуры ($n = 3$). Параметры резонатора (мм): $A = 24{,}0$; $B = 16{,}0$; $b_2 = 15{,}0$; $h = 1{,}0$; $\varepsilon_r = 9{,}8$; $w = 1{,}0$; $s_1 = s_2 = 0{,}5$; $a = 5{,}0$; $b = 4{,}0$. В этой топологии разрывный спектр и, соответственно, две ветви решений имеет только «электрическая» краевая задача. Видно, что характеристика рассеяния на периодической структуры на Н-образном щелевом резонаторе, как и в предыдущем случае, имеет свойства двухчастотного полосно-запирающего фильтра с полосами запирания 20 и 17 %.



а)



б)

Рис. 6. Спектр собственных частот, полученный из решения «электрической» и «магнитной» задач для полоскового резонатора с Н-образным щелевым резонатором в заземляющем слое (а): сплошная линия – решение «электрической»; пунктирная – «магнитной» краевой задачи при $q = 1$. Характеристика коэффициента передачи на одной и трех ячейках периодической структуры (б): сплошная линия – решения для $n = 3$; пунктирная – для $n = 1$ ($d_m = 5{,}0$ мм)

Характеристика коэффициента передачи периодической структуры из двух ячеек в виде Н-образных щелевых резонаторов в заземляющем слое МПЛ, приведенная на рис. 7, также содержит две полосы запирания с центральными частотами 3,55 и 5,0 ГГц. При этом ширина полос запирания такова, что позволяет фильтровать гармоники основного сигнала, например, 2-ю и 3-ю гармоники частоты $f_0 = 1{,}7$ ГГц. Параметры Н-образного щелевого резонатора (мм): $s_1 = 2{,}0$;

$s_2 = 0{,}5$; $a = 5{,}0$; $b = 3{,}0$ (остальные размеры – те же, что и выше).

В обоих случаях, П- и Н-образных щелевых резонаторов (см. рис. 5 и 7), результатам эксперимента хорошо соответствует только первая спектральная ветвь решения «электрической» краевой задачи, второй резонанс менее выражен. Это связано с тем, что при расчете характеристик во втором частотном диапазоне необходимо учитывать высшие типы волн полоскового резонатора с неоднородностью.

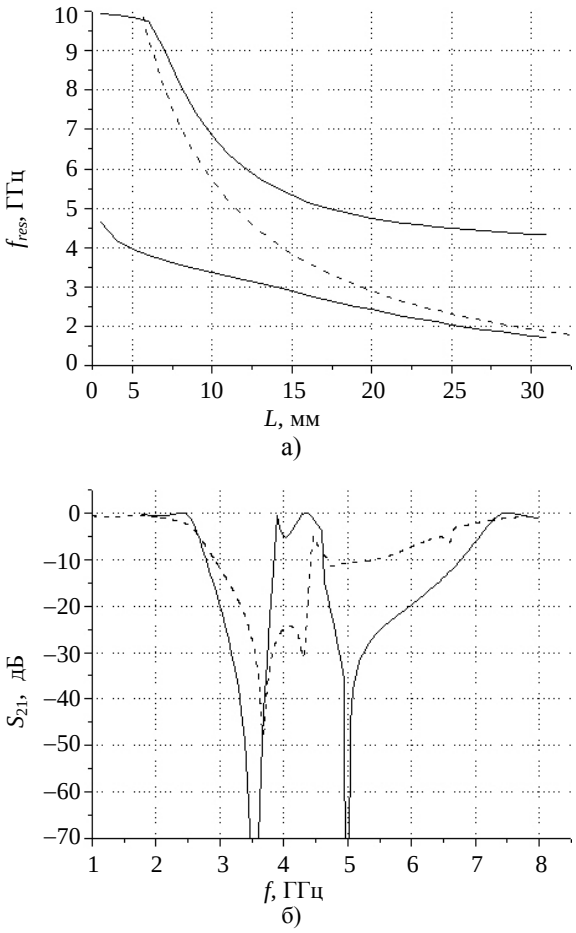


Рис. 7. Спектр собственных частот резонатора, полученный из решения «электрической» и «магнитной» задач для полоскового резонатора с Н-образным щелевым резонатором в заземляющем слое (а): сплошная линия – решение «электрической»; пунктирная – «магнитной» краевой задачи при $q = 1$. Характеристика коэффициента передачи на двух ячейках периодической структуры $n = 2$, $d_m = 5{,}5$ мм (б): сплошная линия – расчетные данные; пунктирная – результаты эксперимента

Выводы. Таким образом, периодические структуры на Н- и П-образных щелевых резонаторах в заземляющем слое МПЛ формируют двухчастотную резонансную характеристику для коэффициента передачи основной волны МПЛ. Это обусловлено тем, что минимум одно из решений краевых задач для полоскового резонатора с неоднородностью в заземляющем слое с граничными условиями электрической и магнитной стенки по продольной оси состоит из двух ветвей. При этом существуют две области частот с разницей между набегами фаз на длине «электрического» и «магнитного» резонатора, близкой к π, что и обеспечивает запирание основной волны МПЛ в этих областях.

1. *Ultra-wideband* bandpass filter with multiple notch bands using nonuniform periodical slotted ground structure / Zh.-Ch. Hao, J.-Sh. Hong, J. P. Parry, D. P. Hand // IEEE Trans. on MTT. – 2009. – 57, N 12. – P. 3080–3088.
2. *Rassokhina Yu. V.* Periodic structure on the slot resonators in microstrip transmission line / Yu. V. Rassokhina, V. G. Krizhanovski // IEEE Trans. on MTT. – 2009. – 57, N 7. – P. 1694–1699.
3. *Микроэлектронные* устройства СВЧ / под ред. И. Веселова. – М: Высш. школа, 1988. – 280 с.
4. *Sorrentino R.* Transverse resonance analysis of finline discontinuities / R. Sorrentino, T. Itoh // IEEE Trans. on MTT. – 1984. – 32, N 12. – P. 1633–1638.
5. *Itoh T.* Numerical techniques for microwave and millimeter-wave passive structures / T. Itoh. – New York: Wiley, 1989. – 707 p.
6. *Рассохина Ю. В.* Анализ П-образных щелевых резонаторов в подложке микрополосковой линии передачи / Ю. В. Рассохина, В. Г. Крыжановский // 19-я международная Крымская конф. «СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии»: материалы конф. – Т. 2 – Севастополь: «Вебер», 2009. – С. 509–510.

Yu. V. Rassokhina, V. G. Krizhanovski

THE PERIODIC STRUCTURE ANALYSIS OF П- AND H-SHAPED SLOT RESONATORS IN MICROSTRIP LINE GROUND PLANE

The scattering characteristics of П- and H-shaped slot resonators in microstrip line ground plane was calculated by transverse resonance technique. It was demonstrated that the microstrip line fundamental mode transfer coefficient of the periodic structure built on these resonators has a characteristic of a two-band rejection filter.

Key words: microstrip line, slotline resonator, transverse resonance technique, scattering matrix, periodic structure.

Ю. В. Рассохіна, В. Г. Крижановський

АНАЛІЗ ПЕРІОДИЧНИХ СТРУКТУР НА БАЗІ П- ТА Н-ПОДІБНИХ ЩІЛИННИХ РЕЗОНАТОРІВ У ЗАЗЕМЛЮЮЧОМУ ШАРІ СТРІЧКОВОЇ ЛІНІЇ ПЕРЕДАЧІ

Методом поперечного резонансу розраховано спектр резонансних частот та характеристики розсіювання П- та Н-подібних щілинних резонаторів у заземлюючому шарі мікрострічкової лінії передачі. Показано, що П- та Н-подібні щілинні резонатори формують характеристику розсіювання основної хвилі мікрострічкової лінії у вигляді двох смуг загородження.

Ключові слова: мікрострічкова лінія передачі, щілинний резонатор, метод поперечного резонансу, матриці розсіювання, періодична структура.

Рукопись поступила 23.06.10 г.